



·超强激光激发的强场量子电动力学·

## 基于激光等离子体的 X/γ 辐射研究进展\*

鲁 瑜<sup>1</sup>, 张 昊<sup>1</sup>, 张亮琪<sup>1,2</sup>, 魏玉清<sup>1</sup>, 李倩妮<sup>1</sup>, 沙 荣<sup>1</sup>, 邵福球<sup>1</sup>, 余同普<sup>1</sup>

(1. 国防科技大学 理学院, 长沙 410073; 2. 南华大学 核科学与技术学院, 湖南 衡阳 421001)

**摘 要:** 随着激光技术的不断发展, 激光功率突破 10 PW 量级, 激光与物质相互作用进入近量子电动力学 (QED) 范畴。从弱相对论激光到相对论激光再到强相对论激光, 激光场与物质的耦合可以产生能量从 keV 到 MeV 甚至 GeV 的 X/γ 射线。这些辐射具有通量大、亮度高、能量高和脉宽短等特点, 在核物理、高能量密度物理、天体物理等基础研究以及材料科学、成像、医学等领域具有广泛应用前景。系统梳理了近年来相对论强激光与气体、近临界密度等离子体及固体靶相互作用, 通过诸如同步辐射、betatron 和类 betatron 辐射、Thomson 散射和非线性 Compton 散射过程等产生高能 X/γ 射线的最新研究进展, 总结了各种方案产生的 X/γ 射线的品质因子和潜在应用, 并为下一步基于强激光大科学装置的实验研究提供理论参考。

**关键词:** 强场量子电动力学; 激光与等离子体相互作用; 高能辐射; X 射线; γ 射线

中图分类号: O536

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202335.220222

## Research progress of X/γ photon emission in laser-plasma interaction

Lu Yu<sup>1</sup>, Zhang Hao<sup>1</sup>, Zhang Liangqi<sup>1,2</sup>, Wei Yuqing<sup>1</sup>, Li Qianni<sup>1</sup>, Sha Rong<sup>1</sup>, Shao Fuqiu<sup>1</sup>, Yu Tongpu<sup>1</sup>

(1. College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China;

2. School of Nuclear Science and Technology, University of South China, Hengyang 421001, China)

**Abstract:** With the continuous development of technology, the laser power has exceeded 10 PW. The interaction between such intense laser pulse and matter enters the near quantum electrodynamics (QED) regime. From the non-relativistic laser pulse, relativistic one, to ultra-relativistic one, the coupling of light field and matter can produce X/γ-rays with the photon energy from keV, MeV to even GeV. These radiation sources have the characteristics of large flux, high brilliance, high energy and short duration, which have a wide range of application prospects in material science, imaging, and medicine fields and fundamental researches in nuclear physics, high-energy-density physics and astrophysics. In this review, we systematically introduce the recent advances in X/γ-ray generation through the interaction of relativistic high intensity laser with gas, near-critical-density plasma and solid targets via synchrotron radiation, betatron radiation, betatron-like radiation, Thomson scattering and nonlinear Compton scattering. The characteristics and potential applications of high energy X/γ-ray from various schemes are also summarized, which provide theoretical reference for the future experimental researches based on laser facilities.

**Key words:** strong-field quantum electrodynamics, laser-plasma interaction, high-energy radiation, X-ray, γ-ray

从 1917 年爱因斯坦在理论上提出处于高能级的粒子可以发生受激辐射<sup>[1]</sup>, 到 1960 年世界上第一台红宝石激光器问世, 激光已然成为科学研究、医学和工业生产中不可或缺的重要工具。经过几十年的长足发展, 激光功率得到了大幅提高, 于 1984 年 Nova 激光装置首次实现激光峰值功率达 PW 量级。2017 年, 上海超强超短激光实验装置 (SULF) 首次实现了 10 PW 激光放大输出<sup>[2]</sup>, 高功率激光技术的飞速发展带动了相关基础科学和应用科学的巨大进步。特别是, 如此高功率的激光与物质之间的相互作用, 可以产生史无前例的超强电磁场、超高能量密度和超快时间尺度, 创造出此前只能在核爆和宇宙天体中才能找到的极端物理环境。这为高能量密度物理、实验室天体物理、高能物理和核物理等研究提供了前所未有的机遇, 催生了很多新的学科交叉领域, 譬如阿秒甚至仄秒科

\* 收稿日期: 2022-06-30; 修订日期: 2022-09-05

基金项目: 国家自然科学基金项目 (12135009, 11875319); 湖南省科技创新计划 (2020RC4020); 湖南省研究生创新项目 (CX20200002, CX20200038)

联系方式: 鲁 瑜, luyu0821@163.com.

通信作者: 余同普, tongpu@nudt.edu.cn.

学、强场量子电动力学、新型加速器和辐射源及台面型激光对撞机,等等。

激光与物质相互作用中一个非常重要的激光参数是激光的强度。氢原子第一玻尔轨道上电子感受到的电场为  $5 \times 10^{11}$  V/m, 对应的激光强度约为  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>。在接近该量级的光场条件下, 电子在激光场中的振荡势能够超过某些原子的电离势能, 使得原子发生电离。当激光的强度超过  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>, 激光场中电子的运动进入了相对论范畴。与非相对论情况相比, 高加速梯度的激光场能够更有效地加速带电粒子, 包括使带电粒子在激光传播方向上的运动, 这极大地推动了台面型激光加速器技术的发展。此外, 强场条件下还会出现其他一些物理效应, 如相对论自聚焦、相对论透明、非线性调制和高次谐波的产生, 以及物质与其他场(比如高频辐射场)的强耦合作用等。当激光强度进一步提高到  $10^{22}$  W/cm<sup>2</sup>, 物理效应就会进入量子电动力学(QED)起重要作用的非线性范畴。此时, 辐射阻尼影响变得越来越重要, 不能再被忽略。目前, 上海 SULF 装置<sup>[2]</sup>和欧洲极端光设施 ELI-NP 装置<sup>[3]</sup>都已经实现了 10 PW 以上的超短超强激光脉冲输出, 带电粒子与如此高强度的激光场相互作用, 可以从激光场中吸收能量并辐射出高能  $\gamma$  射线。因为辐射出的  $\gamma$  光子具有与电子相当的动量, QED 效应变得更加显著, 高强度  $\gamma$  光子辐射、稠密正负电子对产生和辐射阻尼等物理过程相互耦合, 形成了正负电子对-伽马光子( $e^+e^-\gamma$ )等离子体这一极端条件下的特殊物质形态<sup>[4]</sup>。

强相对论激光场与物质的耦合产生的高亮度 X/ $\gamma$  射线为核物理、高能量密度物理、天体物理研究等提供了强有力工具。X 射线广泛地应用于激光沉积和等离子体输运研究, 以及高密度聚爆的热稠密芯子的诊断。高能 X/ $\gamma$  射线还可用于高能天体物理现象的研究, 比如能量超过  $10^{20}$  eV 的超高能宇宙射线的产生机制和作用机理, 为实验室研究天体物理和宇宙起源、真空结构和暗物质的探测等提供了可能条件<sup>[5]</sup>。此外, 在极端的天体物理环境中, 比如在超大质量黑洞边缘和恒星内部, 物质和反物质(电子和正电子)会定期湮灭产生  $\gamma$  射线,  $\gamma$ - $\gamma$  碰撞又能产生反物质, 研究人员希望通过  $\gamma$  射线束的碰撞来研究正负电子对的产生<sup>[6-7]</sup>。X/ $\gamma$  射线束还在物质探测、成像、放射治疗和放射外科中发挥重要作用<sup>[8]</sup>。为了产生高通量、宽能谱、短脉冲 X/ $\gamma$  射线, 研究人员基于当前和未来即将建成的强激光装置的实际参数, 深入研究了激光与等离子体相互作用过程中伴随的电子加速、振荡和辐射过程<sup>[9-15]</sup>。基于激光与不同密度等离子体相互作用, 学者们提出了大量产生高品质光子辐射的可能方案, 部分结果得到了实验的证实, 有力推动了基于激光等离子体的新型光子辐射源研究。

本文系统梳理了近年来国内外特别是作者所在课题组在强场物理领域高能光子辐射的最新研究进展。其中, 重点分析了基于激光等离子体的同步辐射、betatron 辐射和类 betatron 辐射, 非线性 Thomson 散射及 Compton 散射, 介绍了各种辐射方案的主要参数、优缺点以及辐射的品质因子, 并就未来基于强激光装置的实验可行性作了简要分析。

## 1 激光在低密度等离子体中的辐射产生

目前基于同步辐射装置的可调谐 X 射线源研究相对成熟, 已广泛应用于材料科学<sup>[16]</sup>、微层析成像<sup>[17]</sup>、宏观动力学勘探<sup>[18]</sup>等领域。然而, 如此庞大的同步辐射设备数量有限、造价高昂, 无法满足日益增长的应用需求。近年来, 相对论强度的激光尾波场加速器(LWFA)显示出成为下一代桌面型超紧凑电子源和 betatron 辐射源的巨大潜力<sup>[19-23]</sup>。当相对论激光入射低密度等离子体, 一定条件下会激发出尾波场, 在这种情况下, 纵向场效应变得和横向场效应一样显著。等离子体中处在适当相位的电子通过尾波场或者直接通过激光场可以在几 mm 的尺度内被加速到相对论能量<sup>[24]</sup>。空泡加速是尾波场加速的最常见形式, 在这种情况下, 超强激光脉冲将等离子体中的电子排开, 并在激光脉冲后面形成一个近球形区域, 驱动强非线性等离子体波形成离子腔或空泡<sup>[25]</sup>。空泡中的电场强度高达数百 GV/m, 从空泡中心轴向边缘呈线性的径向分布, 从而聚焦和加速注入到空泡后部的电子<sup>[26]</sup>。最终产生的电子束能量高达数百至数千 MeV, 归一化发散角在几到几十 mm·mrad, 持续时间在 fs 量级<sup>[27]</sup>。此外, 离轴的电子在被加速的同时还会发生横向振荡, 从而在一个前向的锥角内辐射出 X 射线, 称为 betatron 振荡<sup>[28]</sup>, 它的特性频率为  $\omega_\beta = \omega_p / \sqrt{2\gamma_e}$ , 其中  $\gamma_e = (1 - \beta_e^2)^{-1/2}$  是相对论洛伦兹因子, 与电子的归一化速度  $\beta_e$  有关。  $\omega_p = \sqrt{4\pi n_p e^2 / m_e}$  是等离子体频率,  $n_p$  是等离子体密度,  $e$  是电子电荷,  $m_e$  是电子的静止质量。很多理论研究、数值仿真和实验结果已经证明了 betatron 辐射在提高 X 射线光子产额、光子能量范围和可控性方面具有广阔的应用前景<sup>[29-32]</sup>。

由于电子动力学控制的困难性, 目前在激光尾波场中实现 betatron 辐射的可调谐性还有很大挑战, 如实现 X 射线的空间剖面和极化分布的可调谐, 其在探测分子的复杂结构<sup>[33]</sup>和元素特异性磁性<sup>[34]</sup>等领域中有重要应用。最近, 法国的 Döpp 等人<sup>[35]</sup>利用电离诱导电子注入和旋转激光极化方向, 在实验中成功地获得了高稳定性的可调

谐 X 射线光源。上海交通大学 Feng 等人<sup>[36]</sup>利用长脉宽圆偏振激光驱动 LWFA, 通过电离注入电子可以产生偏振度接近 0.8 的圆偏振 X 射线源。国防科技大学 Zhang 等人<sup>[37]</sup>通过控制注入激光的偏移距离和极化方向调整加速电子的动力学, 使得辐射强度和极化分布具有较高的可调谐性。如图 1(a) 所示, 在驱动激光 ( $2 \mu\text{m}$ ,  $1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ) 后面偏移注入另一束波长较短 ( $0.4 \mu\text{m}$ ,  $2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ) 的相对论强度激光, 该注入激光能够在离轴位置使电子电离。由于紧聚焦效应, 注入激光迅速散焦, 有效注入和电离长度仅为  $100 \mu\text{m}$  左右。如图 1(b) 所示, 电离产生的电子的初始动量平行于注入激光的偏振方向, 分成旋转方向相反的两束。其初始横向动量可表示为  $p_{\perp} = \sqrt{1 + a_1^2(\psi_i)}$ <sup>[38]</sup>, 其中  $\psi_i$  代表电子被电离位置处的激光相位,  $a_1(\psi_i)$  代表激光在  $\psi_i$  相位处的横向矢势。因此, 如果给注入空泡的电子一定的动量偏移量, 剩余动量会使得电子获得轨道角动量, 形成螺旋振荡。螺旋振荡电子通过 betatron 辐射最终得到峰值亮度为  $10^{19} \text{ photons} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1}$  的环形光强分布的圆偏振 X 光辐射。这种紧凑可控的 X 射线源可应用于未来复杂结构探测器的研究。

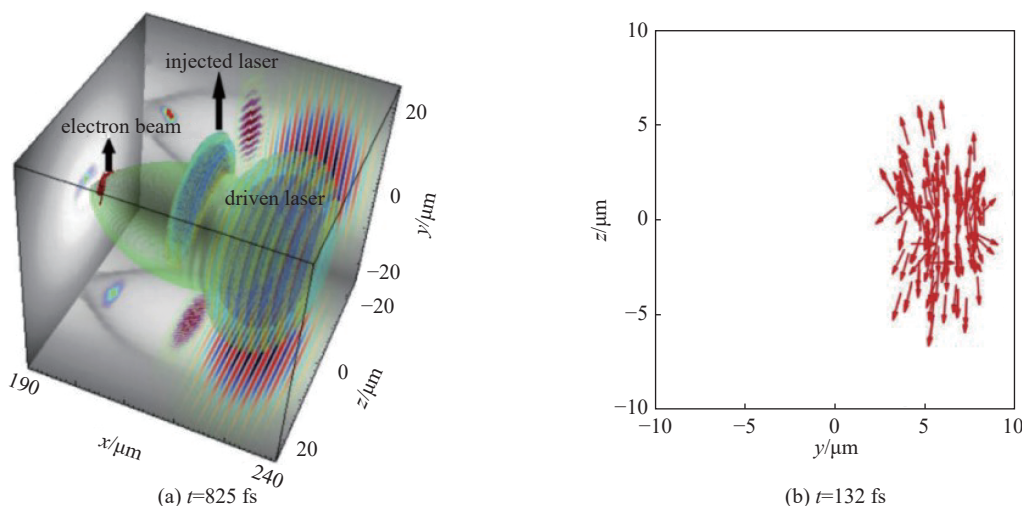


Fig. 1 (a) Spatial distributions of the plasma wake (green iso-surfaces), the injected electron beam (red points), the electric fields of the drive and injection lasers (blue-red-orange-green iso-surfaces) at  $t = 825 \text{ fs}$ . (b) Momentum distribution of the accelerated electrons at the ionization time of  $t = 132 \text{ fs}$ <sup>[37]</sup>

图 1 (a)  $t = 825 \text{ fs}$  时等离子体尾波 (绿色等值面)、注入电子束 (红点)、驱动电场和注入激光 (蓝-红-橙-绿等值面) 的空间分布; (b) 电离时间  $t = 132 \text{ fs}$  时空泡内注入电子的动量分布<sup>[37]</sup>

此外, 产生高通量、高能量、高转换效率、高峰值亮度的辐射源一直是科学家们追求的目标。由于尾波场加速的退相长度  $L_{\text{deph}} \propto 1/n_e$  (其中  $n_e$  是等离子体密度)<sup>[27]</sup>, 低密度等离子体有利于将捕获电子加速到很高能量。但是, 高密度等离子体更有利于 betatron 横向振荡。这一矛盾使得尾波场中 betatron 辐射光子数限制在了  $10^7 \sim 10^8$ , 光子能量在数百 keV。为了克服这一问题, 上海交通大学 Zhu 等人<sup>[39]</sup>最近提出了一种双阶段等离子体方案, 该方案结合了低密度 LWFA 中的高效电子加速和相对高密度 LWFA 中的高效光子辐射的优点。如图 2 所示, 他们使用一束 7.7 PW 的激光 (聚焦强度为  $10^{21} \text{ W/cm}^2$ ) 先后在低密度等离子体 (约  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) 和相对高密度等离子体中 (约  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) 中驱动空泡加速。激光在进入高密度等离子体所在的第二阶段后, 辐射光子能量与电子能量相当, 此时, 光子的反作用力与等离子体尾波场中的横向力相当, 该效应称之为辐射阻尼效应<sup>[40]</sup>。考虑辐射阻尼效应后的辐射功率可以近似表达为<sup>[39]</sup>

$$P_r \approx \left( \frac{2\alpha_f \hbar e^2}{3m_e^4 c^6} \right) \epsilon_e^2 F_{\perp}^2 \quad (1)$$

其中  $\alpha_f$  是精细结构常数,  $\hbar$  是约化普朗克常数,  $\epsilon_e$  是电子能量,  $F_{\perp} = |\mathbf{E}_{\perp} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}|$  是电子受到的尾波中自生电磁场施加的横向电场力。考虑未辐射光子前电子初始能量  $\epsilon_e \approx 5 \text{ GeV}$ , 最大横向电场力  $F_{\perp} \approx 3 \times 10^{13} \text{ V/m}$ ,  $\gamma$  射线的最大能量可达 GeV 量级。三维模拟结果显示该方案转换效率大于 10%, 获得了在  $1 \text{ MeV}$  处峰值亮度为  $4 \times 10^{26} \text{ photons} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2}$ 。

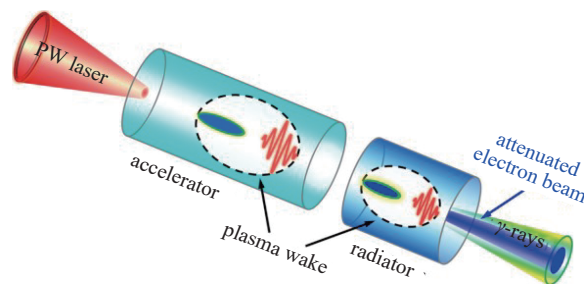


Fig. 2 Schematic of the two-stage scheme<sup>[39]</sup>

图 2 高能光子辐射的双阶段等离子体方案示意图<sup>[39]</sup>

$\text{mrad}^{-2} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1}$ 、能量高达 3 GeV 的  $\gamma$  射线脉冲。因为该方案所使用的驱动激光脉冲功率尚不到 10 PW, 双阶段等离子体密度也容易在当前实验条件下达到, 所以该方案有望在不久的将来通过上海 SULF 等激光装置开展实验验证研究。

## 2 激光与近临界密度等离子体相互作用中的辐射产生

相比相对论激光与低密度的气体相互作用中的 betatron 辐射, 最近中科院物理研究所 Tan 等人<sup>[41]</sup>实验证明用 PW 激光辐照近临界密度 (NCD) 等离子体产生 X 射线辐射的转换效率达到  $10^{-4}$ , 比 LWFA 中的 betatron 机制高 1~3 个数量级。他们采用约  $5 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$  的激光脉冲聚焦到电子密度为  $3 \times 10^{20} / \text{cm}^3$  的等离子体中, 激光直接加速占主导。电荷量约 35 nC 的电子束被激光场加速到最大能量为 70 MeV, 并横向振荡辐射出 X 射线。

此外, 在激光强度达到  $10^{22} \text{ W/cm}^2$  的近 QED 范畴, 量子辐射效应占主导地位, 激光到 X/ $\gamma$  射线的转化效率得到进一步提高。电子辐射高能  $\gamma$  射线的阈值可由无量纲的相对论和规范不变性参数决定<sup>[4]</sup>, 即

$$\chi_e = \sqrt{(F^{\mu\nu} p_\mu)^2} / (E_{cr} m_e c) \quad (2)$$

其中  $F^{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$  是电磁场的四维张量,  $p_\mu$  是电子动量的四维矢量,  $E_{cr}$  是施温格极限电场强度。在平面电磁波情况中, 这个不变量可以表示成  $\chi_e = (E/E_{cr})(\gamma - p_{\parallel}/m_e c)$ 。考虑  $\gamma \gg 1$  的超相对论情况, 该参数在电磁场的对撞构型中达到最大, 可表示为  $\chi_e \approx 2\gamma(E/E_{cr})$ 。在上一节我们提到, 在超强激光场中, 当辐射的光子能量达到和电子本身能量相同量级时, 电子损失的能量不断转化为电磁辐射, 导致电子本身动力学特性显著改变, 量子效应变得非常重要。由于量子涨落, 不同电子会辐射能量不同、数目不同的光子而失去不同的能量。当辐射光子能量与电子动量相当, 即  $\hbar\omega_\gamma \approx \gamma_e m_e c^2$ , 辐射的光子反作用于电子, 将电子进一步约束在中心轴附近做周期性振荡, 电子发生辐射捕获。在激光尾波场加速中考虑这样的辐射阻尼效应<sup>[6,42]</sup>, 可以获得能量更高的稠密电子束, 且 betatron 辐射产生的  $\gamma$  光子束发散角更小, 亮度更高<sup>[29,39]</sup>。为了描述辐射阻尼效应, 在电子运动方程中引入辐射阻尼力, Landau-Lifshitz 方程可表达为<sup>[43]</sup>

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F}_l + \mathbf{F}_r = -e(\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}) + \mathbf{F}_r \quad (3)$$

这里  $\mathbf{F}_l$  是洛伦兹力,  $\mathbf{F}_r$  是辐射阻尼力, 其中  $\mathbf{F}_r \approx -2e^4 (3m_e^2 c^5)^{-1} \gamma^2 \mathbf{v} [(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})^2 - (\mathbf{E} \cdot \mathbf{v})^2]$ 。

### 2.1 激光在近临界等离子体中的类同步辐射

考虑强场 QED 中的辐射阻尼效应, Zhu 等人<sup>[44]</sup>提出当超强激光与充满近临界密度 (NCD) 等离子体的金锥靶作用, 锥靶能够极大地降低电子辐射捕获效应发生的激光强度阈值。模拟结果表明, 强度为  $4 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$  的激光脉冲辐照充满 NCD 等离子体的锥靶, 被激光场捕获的电子束密度高达  $25n_c$ , 横向振荡尺寸约为  $3 \mu\text{m}$ 。这些被捕获的高能电子在横向激光场中做非线性的类 betatron 振荡, 辐射出的高能  $\gamma$  光子能量转化效率高达 10%, 远高于 LWFA 中的 betatron 辐射。然而, 当激光穿过锥靶后, 原本被捕获的电子束将在靶外真空中迅速弥散。因此, Zhu 等人<sup>[45]</sup>又提出在金锥前接一个毛细管靶, 使得捕获电子可以沿着毛细管向前传输更长的距离, 从而增强电子辐射产生。最终获得能量在 3~30 MeV 范围内的  $\gamma$  光子总数高达每发  $10^{13}$ , 对应的峰值亮度约为  $10^{23} \text{ photons} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1}$ 。无独有偶, 2016 年, 美国德克萨斯大学 Stark 等人<sup>[46]</sup>提出了一种在密度等离子体中间注入 NCD 等离子体的方案。他们先是对比了将  $5 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$  的超强激光分别入射到密度从  $n_e = 4.5n_c$  到  $n_e = 110n_c$  不等的等离子体中, 模拟发现, 在相对论近临界的高密度等离子体中激光主要是钻孔加速; 而 NCD 等离子体对激光相对论透明, 电子前向辐射更强、能量更高, 但是激光在传播过程中发生“偏轴”现象, 使得辐射光子的出射方向无法预测。因此, 为了综合利用这两种机制的优势, 他们提出了一种新的靶设计, 如图 3 所示。这种新型靶由稠密主体靶 ( $100n_c$ ) 和中间部分的相对论透明通道 ( $10n_c$ ) 组合而成。激光在等离子体中驱动 MT 量级的准静态磁场, 有助于电子的持续加速, 从而提高光子发射率。在相互作用过程中, 具有相对论透明通道的预制通道靶可以控制光子束的方向, 从而为依托

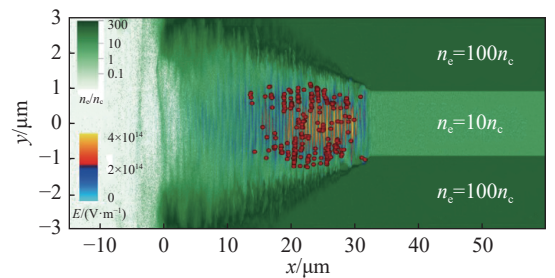


Fig. 3 Schematic of an intense laser striking a target combined with bulk solid density targets and transparent channel<sup>[46]</sup>

图 3 超强激光照射由固体靶和相对论透明通道组成的复合靶产生高准直辐射示意图<sup>[46]</sup>

PW 激光产生数十 TW 的定向 MeV 光子束提供了可能的解决方案。

此外,研究表明波长更长的中红外激光脉冲可以更有效地加速电子<sup>[47]</sup>。国防科技大学 Lu 等人<sup>[48]</sup>由此提出了一种通过  $8.6 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$  的超强激光与双阶段等离子体作用产生高亮度 GeV 级 γ 射线的新物理方案。在第一阶段,激光尾波场加速为主导,电子自注入到空泡尾部中,并被加速到超高能量;在第二阶段,驱动激光脉冲传播到密度更高的等离子体中,频率红移到红外波段,波长变长,可在空泡中与被捕获并加速的电子束发生剧烈作用,通过电子的 betatron 辐射产生超高亮度的 γ 射线。全三维数值模拟显示,最终获得了峰值能量为 4.5 GeV 的稠密电子束和峰值亮度达  $10^{26} \text{ photons} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1} @ 1 \text{ MeV}$  的高亮度 γ 射线源。

目前利用类 betatron 辐射等各类机制获得的 X/γ 射线的脉宽与激光脉宽相当,这是因为光子辐射主要由高能电子束确定,而高能电子束是通过激光驱动产生。通常,激光脉冲都在 fs 量级,因此要获得能量超过 100 MeV 且脉宽在亚 fs 甚至 as 量级的超短辐射源仍是一项巨大挑战。最近,国防科技大学 Hu 等人<sup>[49]</sup>提出了一种产生高密度且携带轨道角动量(OAM)的亚 fs 级 γ 射线脉冲串的新方案。他们的研究表明,利用强度为  $5 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$  的(1,0)模拉盖尔高斯激光辐照临界密度等离子体靶,激光传播轴附近的电子首先被拉盖尔高斯激光场捕获并形成一串孤立的阿秒电子束,电子的能量可达 GeV 量级并且携带有高 OAM<sup>[50]</sup>,表示为

$$L_e = \sum_i |r_{Li} \times p_{Li}| \propto \delta \sqrt{2 - \delta^2} a_0 m_e c^2 N_e / \omega_0 \quad (4)$$

式中:  $N_e$  为电子束中的电子数目;  $\delta$  表示驱动激光的偏振态,  $\delta = 0$  对应线偏振激光,  $\delta = \pm 1$  分别对应右旋及左旋圆偏振激光。由该式不难看出,通过对驱动激光偏振态的调节能够实现对电子束角动量的微操控。随后,这些高能电子在拉盖尔高斯激光场中剧烈振荡,通过类 betatron 辐射激发产生一串截止能量高达几百 MeV 的阿秒 γ 光子束。在这一过程中,拉盖尔高斯激光将其轨道角动量有效地传递给电子,并最终通过电子传递给 γ 光子束,获得的 γ 光子束中能量大于 1 MeV 的光子数目为  $10^{13}$ ,其角动量最大值为  $10^{-15} \text{ kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ,峰值亮度可达  $10^{24} \text{ photons} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1} @ 1 \text{ MeV}$ 。这样高亮度的阿秒 γ 射线源在材料科学、天体物理、核物理及超快物理中具有潜在的应用价值。

此外研究发现,在近临界密度等离子体中,不同偏振的超强激光脉冲驱动的电子辐射捕获效应具有明显差别, Lu 等人<sup>[51]</sup>详细研究了超强超短激光脉冲与近临界密度等离子体的相互作用过程中激光的偏振态对电子动力学和辐射特性的影响。对于圆偏振激光脉冲,电子束速度较小,通过类同步辐射产生的 γ 光子准直性高。但是,对于线偏振激光脉冲,由于辐射阻尼较小,箍缩效应较弱,所以在激光脉冲中被捕获的电子较少,并且传播的准直性较差,其光子辐射的特点是通量较小,在角向能谱上形成了清晰的双峰结构。线偏振激光在近临界密度等离子体中产生的这种清晰而独特的光子辐射特点是辐射捕获效应的一个直接证据,有望应用于辐射捕获和辐射阻尼效应的实验探测,因此在强场 QED 的实验研究方面具有一定参考价值。

## 2.2 双束对撞激光与 NCD 等离子体相互作用中的非线性 Compton 散射

除了类 betatron 辐射,产生更高能甚至 GeV 量级 γ 光子的方法主要是非线性 Compton 散射。激光场加速获得的高能量密度电子束与对向传播的超强激光对撞,发生非线性 Compton 背向散射,可以获得与电子同方向传播的高能 γ 光子束。Compton 散射最早是由美国物理学家 Compton 在研究 X 射线与物质散射的实验中发现的,他从光子与电子碰撞的角度对实验现象给出了合理的理论解释<sup>[52]</sup>。但这一现象仅适用于弱外场条件。而在强场条件下,相对论电子与激光相互作用时会触发非线性 Compton 散射,在碰撞过程中高能电子会在吸收多个低能光子后辐射出高能 γ 光子。高能电子发生非线性 Compton 散射的概率主要取决于量子参数  $\chi_e$ , 该参数由垂直于洛伦兹力的分量决定,可以进一步表示为

$$\chi_e = \frac{\gamma_e}{E_s} \sqrt{(\boldsymbol{\beta} \times c\mathbf{B} + \mathbf{E})^2 - (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E})^2} \quad (5)$$

由式(5)不难发现,当高能电子与激光同向传播时,电场垂直分量  $\mathbf{E}_\perp$  几乎被  $\boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}$  抵消,使得  $\chi_e$  接近于 0,此时非线性 Compton 散射几乎不发生。相反,当高能电子与激光对向传播时,  $\chi_e$  不可忽略,此时非线性 Compton 散射显著增强,导致大量高能光子辐射。在激光等离子体中,高能电子可以通过激光驱动产生,因此往往使用两束激光来实现电子的非线性 Compton 散射:驱动光用于产生高能电子,信号光用于散射激发高能光子<sup>[53]</sup>。例如, Zhu 等人<sup>[54]</sup>提出了采用两束对向传输的激光与填充有近临界等离子体的双锥靶相互作用产生高能 γ 射线辐射的方案:两束

线极化激光同时从双锥靶的两侧射入,由于锥靶对激光的聚焦作用导致激光强度在锥靶中得到显著增强;同时,激光与锥靶中填充的近临界密度等离子体相互作用可以产生剧烈的辐射阻尼效应,导致高能电子束被“捕获”在锥顶部的激光轴附近。三维粒子模拟结果表明,锥靶中的高能电子束的密度高达  $40n_c$ , 截止能量可达约 5 GeV, 并在与对向传输的激光对撞过程中辐射出密度高达  $850n_c$ 、截止能量为数 GeV 的高能光子。由于对称的结构布局,激发产生的稠密  $\gamma$  光子还会触发多光子 Breit-Wheeler (BW) 过程,进而产生稠密的正负电子对。该方案提供了一种台面型的稠密高能  $\gamma$  射线的产生方案,为研究极端光场条件下的等离子体动力学及 QED 效应提供了可能途径。

随着天体物理、粒子物理等基础前沿研究的不断深入,人们除了追求获得亮度更高、光子能量更大、散射角更小的辐射源,还尝试对高能光子束的束流特性及结构进行有效操控。有研究表明,旋转的黑洞、脉泽 (masers)、脉冲星 (pulsars) 和类星体 (quasars) 等高能量源的周围环境中都存在光子散射和涡旋的产生<sup>[55-56]</sup>,因此具有角动量的高能  $\gamma$  射线在天体物理及粒子物理的研究中具有独特的作用。2022 年,国防科技大学 Zhao 等人<sup>[57]</sup>提出了一种产生超短脉宽、高角动量、GeV 量级的  $\gamma$  光子束的新方案。该方案采用拉盖尔-高斯激光与近临界密度等离子体相互作用。如图 4 所示,在拉盖尔-高斯激光的径向电场作用下,电子形成了具有亚 fs 脉宽的电子束串列,每个电子串的电量可达 7.8 nC。同时,在拉盖尔-高斯激光的纵向电场的锁相加速下,电子束串列能够被加速到 2 GeV。随后,这些电子束串列在激光场的作用下,通过非线性 Compton 散射过程产生高能  $\gamma$  射线,最终得到了亮度可达  $8.04 \times 10^{25} \text{ photons} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1} @ 13.13 \text{ MeV}$  的高能量密度和高角动量密度  $\gamma$  射线束。

### 2.3 单束激光在 NCD 等离子体中的非线性 Compton 散射

上述双束激光方案普遍存在激光之间的时间延迟控制和激光对焦等一系列技术问题。因此不少研究人员提出可以采用单束激光一边加速电子一边被等离子体飞镜反射来构造光子束与电子束对撞,从而产生  $\gamma$  光。这样的全光学方案有利于在强激光装置上开展实验研究。近年来,国防科技大学 Liu 等人<sup>[58]</sup>提出通过采用线极化激光与填充了近临界密度等离子体的平顶铝锥靶相互作用,产生高亮度的  $\gamma$  射线的全光学  $\gamma$  射线源方案。如图 5 所示,当激光入射到铝锥中,内部的近临界密度等离子体中的电子在超强激光电场的作用下得到加速,并在激光场的振荡中通过类同步辐射机制产生  $\gamma$  射线,而电子也在辐射阻尼力的作用下被约束在光轴附近并随激光向前传播。当入射激光被锥顶反射时,与高能电子束发生对撞,并触发强烈的非线性 Compton 背向散射,产生大量的高能  $\gamma$  光子。该方案采用充满近临界密度等离子体的锥靶模型,能够有效提高激光的聚焦强度及提升产生的高能电子束的品质。当激光到达铝锥底端时,激光光强在圆锥的聚焦下比入射时提高了一个量级,在光轴附近产生了一束密度高达  $7n_c$  的稠密高能电子束,最高能量可达 2.4 GeV,最终获得了一束高能量密度的  $\gamma$  光子束。

ELI-Beamlines 的 Gu 等人<sup>[59]</sup>则提出了一种利用强度为  $3 \times 10^{23} \text{ W/cm}^2$  的超短脉冲和等离子体反射镜产生强  $\gamma$  射线的机制。激光在近临界密度等离子体中传播数十微米后被固体表面反射,破裂成几个短的高次谐波。当被辐射捕获的电子与反射的阿秒脉冲碰撞,辐射  $\gamma$  射线的峰值强度达到 0.74 PW,亮度达到  $2 \times 10^{24} \text{ photons} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1} @ 58 \text{ MeV}$ 。北京大学 Liu 等人<sup>[60]</sup>基于 Thomson 散射利用强度为  $8.5 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$  的激光也做了类似的工作。深圳技术大学 Huang 等人<sup>[61]</sup>提出采用一种由 NCD 泡沫靶和固体密度等离子体反射镜组成的纳米结构的双层

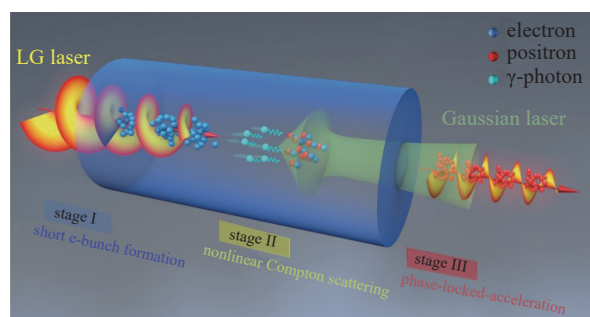


Fig. 4 Schematic diagram of quasi-monoenergetic  $\gamma$ -rays generation by twisted lasers in near critical density (NCD) plasma<sup>[57]</sup>

图 4 近临界密度 (NCD) 等离子体中涡旋激光产生准单能  $\gamma$  射线示意图<sup>[57]</sup>

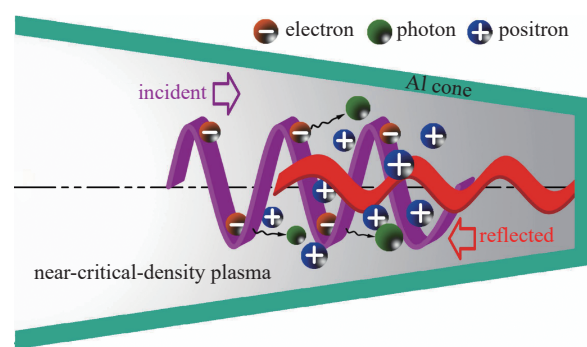


Fig. 5 Schematic view of an intense linearly polarized laser striking a near-critical-density plasma filled Al cone<sup>[58]</sup>

图 5 超强线极化激光照射由近临界密度等离子体填充的平顶铝锥的示意图<sup>[58]</sup>

靶。他们研究了不同纳米结构及激光斜入射对泡沫靶的影响。结果表明,在纳米结构泡沫靶中,γ光子的转换效率随纳米颗粒尺寸的减小或纳米颗粒填充系数的增大而增大,但随激光入射角的增大而减小。在具有纳米结构泡沫和非入射的现实条件下,由于等离子体反射镜的激光反射,双层靶在 高能 γ 射线产生方面仍然表现出稳定的高转换效率。

### 3 激光与稠密等离子体相互作用中的辐射产生

前面,我们讨论了在相对论光场条件下,激光与低密度等离子体及近临界密度等离子体相互作用,通过 betatron 辐射、同步辐射、非线性 Compton 散射等过程获得高能量、高亮度、短脉宽甚至携带轨道角动量的 γ 射线辐射的物理方案。此外,激光与固体靶相互作用也可以激发多种辐射,譬如 X 射线、γ 射线、高次谐波甚至 THz 波和中红外等。随着激光强度的不断提高,在相对论以及近 QED 范畴,激光与固体靶的相互作用同样涌现出新的物理现象和机制,产生出极端条件下的高能 γ 光子射线、正负电子对产生,甚至 π 介子和缪子对等,这为研究基于极端光场的高能物理和粒子物理提供了新的途径。

#### 3.1 单束激光与固体相互作用过程中的电子振荡辐射

与 2.1 节类似,强场近 QED 范畴内的激光驱动固体靶,同样可以使得靶表面的高能电子发生强烈的横向振荡,从而辐射高能光子。基于激光等离子体通道产生的类同步辐射和 betatron 辐射,虽然光子的通量较高,但是通常具有较大的束发散度<sup>[62-63]</sup>,为了获得准直性更好的 X 射线源,人们提出了一些基于波导管和微纳米结构靶的同步辐射方案。

基于固体波导管,Wang 等人<sup>[64]</sup>提出了一种采用中空的固体波导管产生高通量同步辐射的方法。通过三维粒子模拟,他们将强度为  $5 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$  的线偏振激光耦合到波导管中。激光在波导内主要以混合模式  $\text{HE}_{11}$  传播,大量电子从波导壁中被拽出并被纵向激光场加速;与此同时,这些高能电子在横向场中扭摆,并剧烈振荡产生超强辐射。他们的研究表明,这些高能电子振荡产生的高通量 X 射线在全能谱范围的亮度高达  $3.7 \times 10^{22} \text{ photons} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1}$ 。中科院上海光学精密机械研究所 Yi 等人<sup>[65]</sup>提出将超相对论 ( $> 10^{20} \text{ W/cm}^2$ ) 激光射入微小尺寸的等离子体波导中,脉冲能量耦合成波导模式,显著地改变了电子与电磁波之间的相互作用。从波导壁上拉出的电子在通道内形成密集的螺旋电子束,并被横向磁场模加速到数百 MeV。横向电场和磁场的不对称性驱动电子发生强烈振荡,辐射出高亮度、高准直的硬 X 射线。硬 X 射线在数百 keV 的能量范围内的亮度达到  $10^{23} \text{ photons} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1}$  量级。

由于微型靶的尺寸小、表面积大以及构型特殊,使得强激光脉冲与微结构靶相互作用相比普通平面靶拥有更多的优势,因此被广泛应用于靶背壳层加速 (TNSA) 和辐射压加速 (RPA) 以及高亮度 X 射线辐射等领域。基于微纳米结构靶,Wang<sup>[66]</sup>等人利用微阵列靶产生高亮度 keV~MeV 的 X 射线源方案。他们使用强度为  $3 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$  的激光辐照微阵列靶,由于靶内不平衡的弱准静态电场和磁场的存在,高能电子被激光加速,每发次可获得约  $10^{10}$  个光子,并且光子的截止能量超过 1 MeV,相应的临界能量为数 keV,对应的峰值亮度约为  $4 \times 10^{19} \text{ photons} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot (0.1\% \text{bw})^{-1}$ 。若将一束几百 MeV 的单能电子束和激光脉冲同时入射到微线阵列靶,弱不平衡准静态电磁场可以产生高产额高准直性的 MeV 光子束。该方案所需驱动激光在当前实验条件下容易获得,有望在实验中得到进一步验证。

Yu 等人<sup>[67]</sup>首次报道了由辐射压加速超薄微型靶 (mass-limited foil),通过电子的类 betatron 辐射,激发产生了高亮度硬 X 射线。如图 6 所示,他们通过三维和二维 PIC 模拟表明,在激光无量纲参数  $a=100$  的圆偏振激光脉冲场中,电子在纵向上与离子一起运动,同时在横向上围绕离子做高速振荡,形成螺旋电子串;激光两翼部分从靶边界穿过微型靶,从而将整个靶包裹住,并与高能电子发生剧烈的相互作用。当电子坐标系中看到激光频率等于电子的类 betatron 振荡频率时,发生强烈的类 betatron 共振,从而在一个很小的锥角范围内激励出高亮度、短脉冲、宽频带的 X 射线脉冲。该方案在实现准单能质子加速的同时,还可以产生束体积小、亮度高、持续时间短、频带宽的硬 X 射线,因此可能成为一种伴随离子加速的紧凑型 X 光源。

当激光强度超过  $10^{22} \text{ W/cm}^2$  时,电子的辐射变得异常剧烈,这使得辐射阻尼影响变得不可忽略,并将显著影响电子甚至离子的动力学。Yu 等人<sup>[68]</sup>利用包含辐射阻尼的三维粒子模拟程序,系统研究了超强激光驱动微型靶的电子动力学。研究表明,在当前激光条件下 ( $10^{22} \text{ W/cm}^2$ ),辐射阻尼效应对 X 射线发射的影响是有限的,这是因为电子类 betatron 共振显著增加了电子能量,弥补了辐射阻尼效应造成的能量损失。此外,研究还表明,微型靶

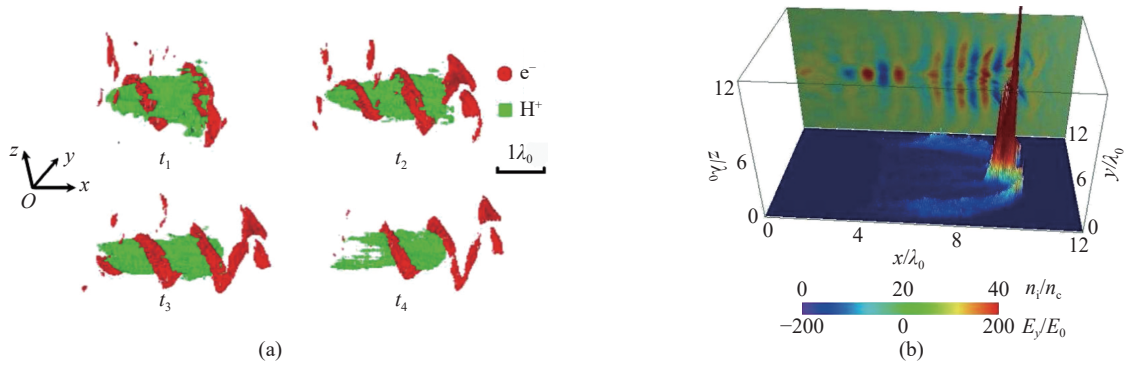


Fig. 6 (a) 3D evolutions of electrons and protons at  $t_1 = 17.5T_0$ ,  $t_2 = 20T_0$ ,  $t_3 = 22.5T_0$ ,  $t_4 = 25T_0$ . (b) Projections of proton density distributions in the  $x$ - $y$  plane and transverse electrical fields  $E_y$  in the  $x$ - $z$  plane<sup>[67]</sup>

图6 (a) 电子和质子在  $t_1 = 17.5T_0$ ,  $t_2 = 20T_0$ ,  $t_3 = 22.5T_0$ ,  $t_4 = 25T_0$  时刻的三维演化;  
(b) 质子密度在  $x$ - $y$  平面的投影和横向电场  $E_y$  在  $x$ - $z$  平面的投影<sup>[67]</sup>

的尺寸和激光的偏振态也会对辐射谱产生影响: 当靶的横向尺寸与焦斑相当时, 更适合产生准单能质子束并辐射高亮度的 X 射线; 线偏振激光由于不能产生电子的共振加速, 电子能量和电子数目都显著降低, 导致线偏振激光条件下的 X 射线辐射亮度与圆偏振激光相比要低得多。

2018 年, 中科院物理研究所 Wang 等人<sup>[69]</sup> 则提出了利用 PW 激光辐照亚微米线靶产生数百 MeV 的  $\gamma$  射线的新方案。该方案中金属丝表面周围产生的准静态电场和磁场引起加速电子的摆动, 产生了定向的超高亮度  $\gamma$  射线, 亮度高达  $10^{27}$  photons  $\cdot$  s $^{-1}$   $\cdot$  mm $^{-2}$   $\cdot$  mrad $^{-2}$   $\cdot$  (0.1%bw) $^{-1}$  @5 MeV, 平均光子能量为 20 MeV, 仅次于 X 射线自由电子激光器, 而光子能量比后者高出 3 个数量级。这种高能量、高亮度、短脉冲的伽马射线可能会在核光子学、放射治疗和实验室天体物理学研究中得到应用。北京大学 Yu 等人<sup>[70]</sup> 提出了一种利用超强激光脉冲与窄的管道靶相互作用来辐射高准直  $\gamma$  射线的方案。模拟结果显示采用  $3.2 \times 10^{23}$  W/cm $^2$  的高斯激光可以获得亮度高达  $1.5 \times 10^{25}$  photons  $\cdot$  s $^{-1}$   $\cdot$  mm $^{-2}$   $\cdot$  mrad $^{-2}$   $\cdot$  (0.1%bw) $^{-1}$  @0.5 MeV 的  $\gamma$  射线源。该方案在较大的管道半径和激光强度范围内具有较强的鲁棒性, 为未来基于 10 PW 激光装置的高亮度  $\gamma$  射线脉冲的应用提供了思路。

### 3.2 双束激光与固体靶相互作用中的 Thomson/Compton 散射

当归一化的激光强度  $a_0 \ll 1$  时, 激光不能使电子完全电离, 光子和这种束缚电子碰撞, 相当于和整个原子相碰。碰撞中, 光子传递给原子的能量很小, 几乎保持自己的能量不变, 散射光中就保留了原波长。这个过程可以用经典的汤姆逊散射 (Thomson scattering) 来描述。汤姆逊散射引起的散射光子发散角较小, 即光子角分布在光子的前进方向有尖锐的峰, 偏转光子的能量损失可以忽略。随着散射光子的散射角增大, 汤姆逊散射光子相对强度逐渐减弱, 而波长变长的康普顿散射 (Compton scattering) 光子相对强度逐渐增强, 同时波长的改变量也逐渐增大。此时  $a_0 \geq 1$ , 电子与相对论激光光子碰撞辐射出高能  $\gamma$  光子。在 Thomson/Compton 背向散射中, 高能电子需要以一定角度与激光光子发生撞击, 从而辐射 X/ $\gamma$  射线, 因此学者们常采用两束超强激光的对撞的基本构型。

2013 年, 南华大学 Luo 等人<sup>[71]</sup> 利用相对论激光与导线靶相互作用获得阿秒超短电子脉冲束, 然后通过汤姆逊背散射机制实现了具有阿秒脉冲结构的高亮度硬 X 射线辐射。在此方案中, 他们首先通过调节激光焦斑和导线靶尺寸实现稳定的激光有质动力加速, 产生一个高能量、准单能的阿秒电子束; 然后通过相对论激光加速产生的阿秒电子束与另一束非相对论激光脉冲 ( $a_0 = 0.45$ ) 发生汤姆逊背向散射, 进而产生具有阿秒脉冲结构的 X 射线源。研究表明, 此方案产生的阿秒 X 射线脉冲的光子数可达  $10^6$  photons  $\cdot$  s $^{-1}$ , 脉冲长度小于 200 as, 辐射能量为 3~300 keV, X 射线在 100 keV 处峰值亮度可达  $5 \times 10^{20}$  photons  $\cdot$  s $^{-1}$   $\cdot$  mm $^{-2}$   $\cdot$  mrad $^{-2}$   $\cdot$  (0.1%bw) $^{-1}$ 。此外, 国防科技大学 Hu 等人<sup>[72]</sup> 采用一束  $a_0 = 10$  的激光脉冲入射到锥靶中时, 利用锥靶对入射激光和电子串的聚焦效应, 靶中的电子被激光电场拉出从而形成品质良好的阿秒电子串, 并被加速到 MeV 量级。然后, 这些阿秒电子串与对向传播的非相对论激光脉冲碰撞, 发生汤姆逊背向散射, 从而辐射出大量的光子。该方案获得的电子总电荷量高达 1 nC, 脉宽短至 280 as, 产生的 X 射线脉冲的光子流强高达每发约  $10^9$ , 在 0.1 keV 处的峰值亮度可达  $6 \times 10^{21}$  photons  $\cdot$  s $^{-1}$   $\cdot$  mm $^{-2}$   $\cdot$  mrad $^{-2}$   $\cdot$  (0.1%bw) $^{-1}$ 。研究还发现, 激光强度和锥靶尺寸对 X 射线辐射特征有强烈的影响, 激光强度越大, 阿秒 X 射线脉冲的能谱越宽及峰值亮度越高; 较小的锥顶尺寸 (3  $\mu$ m) 可获得光子能量略高于 50 keV 的高亮度阿秒脉冲源, 而适中的锥顶尺寸 (5  $\mu$ m) 则有利于能量大于 50 keV 的硬 X 射线源的产生。这种台面型的超亮阿秒 X 射线源有望在原子尺度



的超快电子动力学和高次谐波产生等前沿领域有诸多应用。

当归一化的激光强度  $a_0 \gg 1$  时,特别是当相互作用进入 QED 范畴,非线性量子辐射效应显著。在强激光场中,相对论电子束通过非线性 Compton 散射可以辐射大量的高能伽马光子。近年来,许多双束激光与固体靶相互作用产生  $\gamma$  光子的方案被陆续提出<sup>[73-74]</sup>。国防科技大学 Li 等人<sup>[75]</sup>采用双束椭圆极化激光驱动薄膜靶加速产生的电子发生非线性 Compton 散射产生高亮度的伽马射线。如图 7 所示,两束强度为  $10^{23}$  W/cm<sup>2</sup> 的椭圆极化激光分别入射到两个类金刚石薄膜靶上,薄膜靶在激光辐射压作用下一个整体被推动并向前加速,靶面中心区域的电子被激光辐射压驱动加速并形成相对论电子层。此方案建立了椭圆偏振光辐射压加速的完整理论模型,给出了最佳的靶型方案,使得两薄膜靶在对撞前刚好发生相对论性自透明,同时激光从一侧薄膜穿过并与另一侧相对论电子层对撞,从而实现了高效的非线性 Compton 散射过程,辐射大量的高能伽马光子。而且,由于靶型的对称性,使得两薄膜靶在发生对撞后,在对撞作用区域形成了极高亮度的伽马辐射。全三维数值模拟研究表明, $\gamma$  射线的峰值亮度在 15 MeV 处高达  $10^{25}$  photons·s<sup>-1</sup>·mm<sup>-2</sup>·mrad<sup>-2</sup>·(0.1%bw)<sup>-1</sup>,光子产额高达每发  $7.23 \times 10^{13}$ 。

尽管上述方案能够得到高亮度的  $\gamma$  射线,但是在激光直接照射固体平面靶的方案中所产生的  $\gamma$  光子的空间结构混乱,发散度较大。因此, Li 等人<sup>[76]</sup>提出了相对论激光脉冲与固体丝靶相互作用产生低发散度、高亮度的阿秒伽马射线的全光学方案。全三维模拟研究中,他们使用一束 10 PW 的超强激光脉冲入射到微结构碳丝靶上,使丝靶表面电子被激光场拉出,并通过有质动力直接加速到几个 GeV 的能量,形成相对论性的阿秒电子串列。当这些具有周期性结构的阿秒电子串飞离丝靶末端后,与对侧入射的另一束超短脉冲激光发生强烈的非线性 Compton 散射, $\gamma$  射线峰值亮度在 15 MeV 处达到  $1.8 \times 10^{24}$  photons·s<sup>-1</sup>·mm<sup>-2</sup>·mrad<sup>-2</sup>·(0.1%bw)<sup>-1</sup>。区别于以上提到的几种  $\gamma$  辐射源方案,该方案中利用双束激光与固体丝靶作用可以产生具有小发散角、超高亮度、超短脉冲的伽马射线,并有望依托 SULF 和 ELI-NP 等 10 PW 激光装置开展实验研究。

### 3.3 单束激光与固体靶相互作用中的非线性 Compton 散射

如 2.3 节所述,非线性 Compton 散射过程需要激光束和电子束的反向传播来产生高能辐射,而研究人员更倾向于采用一束激光的全光学方案来降低实验难度。2018 年, Lu 等人<sup>[77]</sup>提出了一种用于超高亮度  $\gamma$  射线辐射产生的全光学方案:他们使用一束强度为  $10^{23}$  W/cm<sup>2</sup> 的驱动光辐照薄膜氢靶产生高能电子束,然后驱动光被较厚的碳靶反射,并与高能电子束发生相互作用从而激发出高效的 Compton 背向散射,模拟获得了平均光子能量为 14.48 MeV、产额在  $10^{14}$  的  $\gamma$  光子束,并且激光到  $\gamma$  射线的能量转换效率高达 18%。

此外,人们提出了基于微阵列靶、泡沫靶和通道靶等靶结构来提高光子辐射的亮度和能量转化效率。南华大学 Zhang 等人<sup>[78]</sup>提出了一种采用单束相对论飞秒激光 ( $a_0=540$ ) 与微纳阵列靶作用产生高亮度阿秒  $\gamma$  射线的新方案。当激光入射到阵列靶时,由于激光横向电场的作用促使大量的电子从导线表面被拉出到导线的间距中,形成一连串的相对论阿秒电子束,电子在强激光场的作用下剧烈地扭摆,导致类同步辐射产生;在第二阶段,相对论阿秒电子束和反射的激光束进行对撞,通过非线性 Compton 散射产生超高亮度的  $\gamma$  射线。模拟结果表明,产生的阿秒(约 440 as)  $\gamma$  射线在 15 MeV 处的峰值亮度可达约  $10^{24}$  photons·s<sup>-1</sup>·mm<sup>-2</sup>·mrad<sup>-2</sup>·(0.1%bw)<sup>-1</sup>。

除了时间尺度上的阿秒特性外,涡旋特性能够赋予光子额外的维度,从而记录更多的光场信息。然而, $\gamma$  辐射源的光子能量高、脉冲短且空间尺寸小,操控此类光子束的强度分布和角动量大小具有极大的挑战性。Zhu 等人<sup>[79]</sup>提出使用圆偏振的拉盖尔-高斯激光脉冲来增强激光与靶相互作用中的电子散射,产生具有角动量的高亮度  $\gamma$  光子束。驱动激光在锥靶中聚焦,光强大幅增加。大量的电子被周期性地拖出锥壁,在纵向上被有效地加速,并逐渐形成孤立的环形束串(每一束电子持续时间  $< 170$  as),间隔大约一个激光波长。随后电子束与被等等离子体反射镜反射的超强激光脉冲对撞,激发非线性 Compton 散射,从而在前向产生稠密孤立的阿秒  $\gamma$  光子脉冲列。研究发现, LG 激光的角动量可以通过与超相对论电子束的非线性 Compton 散射过程传递给  $\gamma$  光子束。模拟显示该方案有望

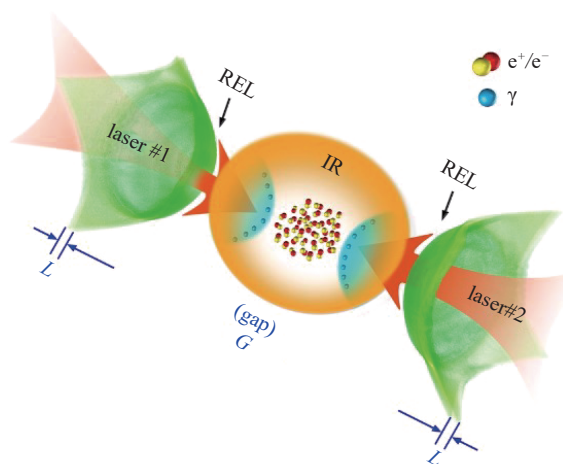


Fig. 7 Schematic diagram of ultra-bright  $\gamma$ -ray emission by counter-propagating lasers irradiating two diamondlike carbon (DLC) foils<sup>[75]</sup>

图 7 双束激光照射类金刚石薄膜靶产生超高亮度伽马射线示意图<sup>[75]</sup>

获得几个 MeV、孤立 as 量级 ( $<260$  as)、亮度约为  $10^{23}$  photons·s<sup>-1</sup>·mm<sup>-2</sup>·mrad<sup>-2</sup>·(0.1%bw)<sup>-1</sup> 的  $\gamma$  射线脉冲。这些方案产生的高亮度阿秒  $\gamma$  射线有望应用于阿秒科学和超快科学等研究领域。中科院上海光学精密机械研究所 Liu 等人<sup>[80]</sup> 则提出利用圆偏振拉盖尔高斯激光辐照薄固体靶产生具有轨道角动量的高能  $\gamma$  射线的方案。激光的自旋角动量和轨道角动量首先转移给电子, 然后通过量子辐射从电子转移给  $\gamma$  光子。该方案表明通过  $\gamma$  射线的能量分布可以揭示超短超强涡旋激光的拓扑电荷、手性和载波包络相位。

为了产生准直性好、具有高轨道角动量和高亮度的数 MeV 的  $\gamma$  光子束涡旋, 国防科技大学 Zhang 等人<sup>[81]</sup> 提出了一种全光学方案, 如图 8 所示。在该方案中, 一束圆偏振高斯激光照射到微通道靶上, 大量的电子被激光电场从通道壁中拉出。这些电子可以被通道内的纵向电场加速到数百 MeV。同时, 驱动激光也会将其携带的自旋角动量传递给电子的轨道角动量, 因此这些电子束也同时携带有很高的轨道角动量。此后, 驱动激光被通道靶尾端的光扇靶反射。由于光扇靶的特殊结构, 反射激光的相位中具有了  $\exp(i\ell\phi)$  的相位因子, 并成为了 (1,0) 模纯度较高的拉盖尔高斯激光。当反射的涡旋激光与高能电子束碰撞时, 非线性康普顿散射过程被触发, 最终得到了一束低发散角 (约 9°)、峰值亮度为  $10^{22}$  photons·s<sup>-1</sup>·mm<sup>-2</sup>·mrad<sup>-2</sup>·(0.1%bw)<sup>-1</sup>@1 MeV、峰值瞬时辐射功率为 25 TW、平均轨道角动量为  $10^6$  的稠密光子束涡旋。全三维粒子模拟结果表明, 激光到光子束的角动量转化效率为 0.67%。此方案不仅能够为天体物理、粒子物理提供一种可行的产生  $\gamma$  光子束涡旋的方法, 同时也为未来通过拍瓦激光上的实验对非线性 QED 理论进行检验提供了可能。中科院上海光学精密机械研究所 Feng 等人<sup>[82]</sup> 则提出采用强圆偏振激光与微通道等离子体靶相互作用产生几个 MeV 的带有轨道角动量的  $\gamma$  射线束。驱动激光在通道内通过直接激光加速产生高能电子, 被薄膜靶反射与电子碰撞。高能  $\gamma$  光子在碰撞过程中通过逆 Compton 散射产生。圆偏振激光的自旋角动量 (SAM) 可以转移给加速电子的 OAM, 进一步转移给  $\gamma$  射线束。这些结果可能为未来利用微结构激光驱动  $\gamma$  射线源的实验提供指导。

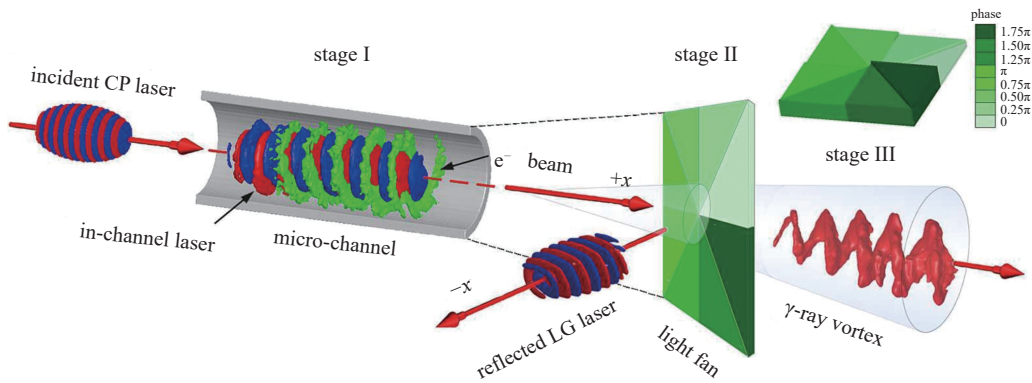


Fig. 8 Schematic of  $\gamma$ -ray vortex generation from a laser-illuminated light-fan-in-channel target<sup>[81]</sup>

图 8 激光辐照光扇通道靶产生涡旋  $\gamma$  射线的原理图<sup>[81]</sup>

以上研究表明, 相对论电子在超强圆偏振或涡旋激光作用下的非线性汤姆逊散射可以产生具有轨道角动量的 X/ $\gamma$  射线辐射。但这些研究要么考虑束精准对撞情况, 要么使用了精细化的靶设计, 这对实验技术提出了极大挑战。首先, 在大多数实验中, 入射激光与带电粒子之间存在一定的夹角, 因此头对头的正向对射 (head-on collision) 难以实现; 其次, 高能电子束无论是通过常规加速器还是激光等离子体加速器产生, 都有一定的发散角, 而且后者的能谱常受到激光和等离子体相互作用中的非线性效应影响, 实验精准控制很难; 最后, 多束激光的延时控制和对准问题也是未来飞秒激光实验必须考虑的重要问题。因此, 对任意入射角下非线性汤姆逊散射的辐射特性进行研究, 将有助于更精确地理解实验结果。最近, 国防科技大学 Liu 等人<sup>[83]</sup> 从理论和数值模拟出发研究了入射角对非线性汤姆逊散射产生的辐射涡旋的电磁特性和能谱的影响。他们从单粒子轨道理论出发, 基于 Lienard-Wiechert 势导出了辐射的电场和能谱的解析表达式, 并研究了电子的运动轨迹, 通过数值计算显示了谐波在不同入射角下的辐射能量强度的空间分布。结果表明, 高次谐波辐射能量的空间分布呈环形, 而环形辐射能量的对称性受入射角的影响较大, 这可能与涡旋高次谐波的角动量有关。这些结果将有助于理解涡旋 X/ $\gamma$  射线和高能电子-激光散射的实验结果。

### 3.4 双色激光与固体靶相互作用的高次谐波产生

强激光与固体靶相互作用不但可以产生高能 X/ $\gamma$  光子辐射, 还可以产生截止频率在软 X 射线波段和 XUV 波

段<sup>[84]</sup>的高次谐波(High-order Harmonic Generation, 简称 HHG)。作为一种相干的宽谱高能光源,它可以用来产生阿秒脉冲( $10^{-18}$  s),这是目前获得阿秒脉冲最为成熟的方法,已经得到很多实验的证实,取得了显著的进展。其物理过程大致为:当 P 偏振的飞秒激光辐照固体靶表面时,靶面在其有质动力驱动下以近光速振荡并对入射激光进行对向压缩,从而实现 XUV/X 射线频谱区间内的高次谐波辐射。近年来,人们又提出了基于双色激光与稠密等离子体相互作用来提高高次谐波辐射效率和品质的物理方案。

早在 2013 年,伊朗马赞达兰大学 Mirzanejad 和 Salehi<sup>[85]</sup>通过理论推导和一维粒子模拟研究表明,无论是正入射还是斜入射,对比相同能量的单色激光,双色激光都会导致更为剧烈的靶面振荡,从而增益谐波辐射。2020 年,北京大学 Zhang 等人<sup>[86]</sup>利用双色激光与纳米薄膜靶相互作用实现了 200 倍频以上的谐波辐射,对应于波长为 800 nm 的激光,该方案中所获得的最高光子能量可在 300 eV 以上。此外,由于高椭偏度的 XUV 脉冲及 X 射线在手性及磁性研究中的重要应用,双色激光的偏振态也吸引了研究者的兴趣。2018 年,中国工程物理研究院 Chen<sup>[87]</sup>曾采用反向旋转的双色圆偏振激光作为驱动光来获得这种手性光源。2020 年,北京大学 Zhong 等人<sup>[88]</sup>又另辟蹊径,通过 S 偏振的双色激光实现了圆偏振 XUV 脉冲的产生。

2022 年,国防科技大学 Li 等人<sup>[89]</sup>首次提出了利用基频与倍频场叠加的双色圆偏振激光驱动稠密等离子体增益谐波辐射的新物理方案。如图 9 所示,共线传输的双色(基频与倍频场)同向旋转圆偏振激光合成场的有质动力以激光频率进行高频振荡,这为激发高次谐波提供了必要条件。研究表明,在相同能量条件下,叠加场的峰值强度高于单色激光,可进一步增益谐波的辐射效率;当基频和倍频场的能量比约为 0.7 ~ 0.8 时,对比单色光方案,可使谐波辐射效率提高 1 个数量级以上。

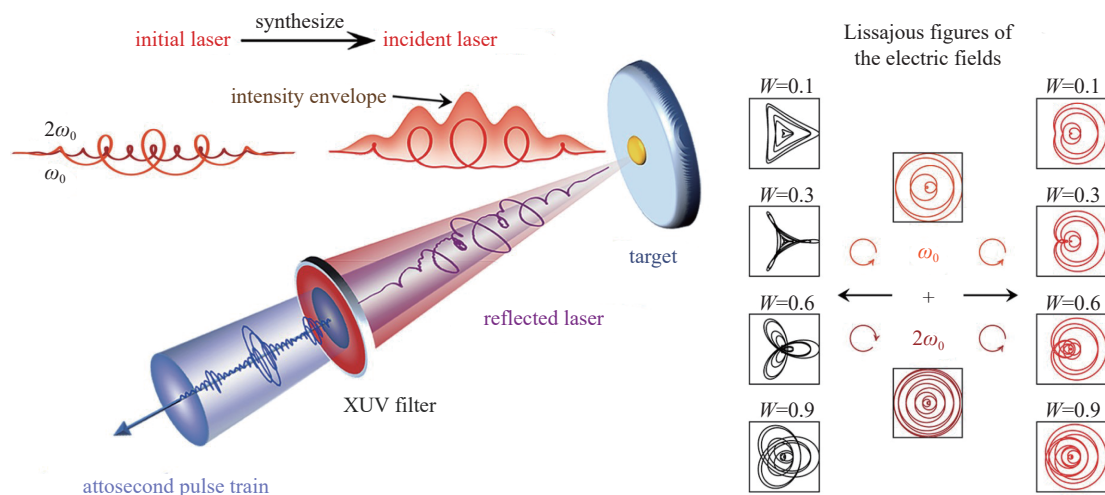


Fig. 9 Schematic of the attosecond pulses generation from the interaction between a two-color ( $\omega_0, 2\omega_0$ ) circularly-polarized laser and a dense plasma target<sup>[89]</sup>

图 9 双色 ( $\omega_0, 2\omega_0$ ) 圆偏振激光与稠密等离子体靶相互作用产生阿秒脉冲的示意图<sup>[89]</sup>

此外,他们还提出了同向旋转双色圆偏振激光与近临界密度等离子体相互作用产生单个圆偏振阿秒脉冲的物理方案<sup>[90]</sup>。在该方案中,入射光由两束频率相近而脉宽不等的圆偏振激光合成。通过调整两束激光的延时使其峰值重合,可以产生比相同能量的单色光峰值强度更高、脉宽更窄的驱动光源。在该驱动场有质动力作用下,靶面在激光上升沿作用下向靶内平稳推进,电荷分离场逐步增大。随着激光有质动力的下降,靶面在强静电场作用下以近光速向靶外运动,对激光进行单次剧烈压缩,从而可在滤波后获得一个高强度且高椭偏度的阿秒脉冲。

## 4 总结与应用

### 4.1 不同方案产生的 X/γ 射线束对比

我们选取以上方案中的典型结果,将其产生的 X/γ 射线的性能进行了综合对比,如表 1 所示。

### 4.2 X/γ 射线的应用

X/γ 射线由于具备很强的穿透力,常用于探伤、同位素分析、辐射诱变育种与杀菌。在微纳米尺度上对物质内部结构和元素组成进行非侵入性研究,多能量 X 射线检测被广泛应用于医学成像、安全检查和工业材料缺陷检查。双能量或多能量 X 射线识别可以使用数字减法来提取同一位置不同组织的图像,例如,减除骨骼以显示胸部

表 1 基于不同方案的激光等离子体 X/γ 射线源对比

Table 1 Comparison of different X/γ-ray sources from several typical schemes based-on laser-plasma interaction

| medium          | schemes       |             | laser intensity/<br>(W·cm <sup>-2</sup> ) | cut-off photon<br>energy/MeV | efficiency/% | divergence<br>angle/(°) | peak<br>brilliance*           | reference                   |
|-----------------|---------------|-------------|---|------------------------------|--------------|-------------------------|-------------------------------|-----------------------------|
|                 | mechanism     | laser model |   |                              |              |                         |                               |                             |
| gas<br>plasma   | betatron      | Gaussian    | 1×10 <sup>18</sup> @2 μm,                 | 0.004                        | —            | ~0.32                   | 10 <sup>19</sup> @500 eV      | [37]                        |
|                 |               | +Gaussian   | 2×10 <sup>19</sup> @0.4 μm                |                              |              |                         |                               |                             |
|                 |               | Gaussian    | 4.9×10 <sup>21</sup>                      | 3000                         | >10          | ~0.3                    | 4×10 <sup>26</sup> @1 MeV     | [39]                        |
|                 | betatron-like | Gaussian    | 5×10 <sup>20</sup>                        | 70                           | 0.03         | ~35                     | —                             | [41]                        |
|                 |               | Gaussian    | 8.6×10 <sup>22</sup>                      | 3000                         | 13           | ~11                     | 10 <sup>26</sup> @1 MeV       | [48]                        |
|                 |               | LG(0,1)     | 5×10 <sup>22</sup>                        | 500                          | 1.8          | ~6(>100 MeV)            | 10 <sup>24</sup> @1 MeV       | [49]                        |
|                 |               | LG(0,1)     | 9.7×10 <sup>22</sup>                      | 1500                         | 17           | ~15                     | 8.04×10 <sup>25</sup> @13 MeV | [57]                        |
| NCD<br>plasma   | Compton       | +Gaussian   | 3×10 <sup>22</sup>                        | 1500                         | 1.4          | ~22                     | 2×10 <sup>24</sup> @58 MeV    | [59]                        |
|                 |               | Gaussian    | 3×10 <sup>23</sup>                        |                              |              |                         |                               |                             |
|                 |               |             | 5.3×10 <sup>21</sup>                      | 40                           | 2            | ~40                     | 1.1×10 <sup>23</sup> @1 MeV   | [61]                        |
|                 |               |             | Gaussian                                  | 3×10 <sup>20</sup>           | 0.01         | 0.012                   | ~5                            | 3.7×10 <sup>22</sup> @100%  |
|                 | synchrotron   | Gaussian    | 2.3×10 <sup>20</sup>                      | 0.04                         | 0.001~0.01   | ~2                      | 10 <sup>23</sup>              | [65]                        |
|                 |               |             | Gaussian                                  | 4.3×10 <sup>21</sup>         | 500          | 10                      | ~1                            | 1.2×10 <sup>27</sup> @5 MeV |
| solid<br>plasma | betatron-like | Gaussian    | 1.1×10 <sup>23</sup>                      | 3000                         | 2            | ~5.7                    | 1.2×10 <sup>25</sup> @15 MeV  | [75]                        |
|                 |               | +Gaussian   | 1.1×10 <sup>23</sup>                      |                              |              |                         |                               |                             |
|                 | Compton       | LG(0,1)     | 4.3×10 <sup>21</sup>                      | 34                           | 0.51         | ~11                     | ~10 <sup>23</sup> @1 MeV      | [79]                        |
|                 |               | Gaussian**  | 1.4×10 <sup>22</sup>                      | 78                           | 1.2          | ~9                      | ~10 <sup>22</sup> @1 MeV      | [81]                        |

\* (photons·s<sup>-1</sup>·mm<sup>-2</sup>·mrad<sup>-2</sup>·(0.1%bw)<sup>-1</sup>); \*\* (vortex γ-rays)

的肺。此外, X 射线成像是揭示材料结构和成分的强大诊断工具, 不同密度、成分和均匀性的材料对 X 射线的吸收存在差异。常见地, X 射线用于快速检查航空行李的内容物。X 射线衍射技术还可用于测定无机、有机和生物材料中的晶体结构。此外, X 射线荧光是定量分析材料成分的补充方法。在这种技术中, 样品暴露于电子束或初级 X 射线束; 由此产生的原子激发导致具有样品中元素特征波长的 X 射线发射。X 射线荧光和衍射技术是艺术品无损分析的宝贵方法。通过 X 射线分析, 可以揭示油画中绘画颜料的笔触技术和排列, 涂料和清漆的存在以及眼镜、瓷器和珐琅的成分。2021 年, 清华大学郭等人利用基于激光尾波加速驱动高能韧致辐射产生的微焦点高能 X 射线源成功实现对涡轮叶片叶榫结构的 CT 成像<sup>[91]</sup>。

机载 γ 射线探测可用于查找含有微量放射性元素 (如铀和钍) 的矿物。航空和地质领域 γ 射线光谱用于支持地质测绘、矿产勘探和环境污染识别。γ 射线在农业上还可用于辐射杀菌和“辐射诱变育种”。γ 射线的医学应用包括正电子发射断层扫描 (PET) 的成像技术和治疗癌性肿瘤的有效放射疗法<sup>[92]</sup>, 如冠状动脉造影术或治疗肿瘤。在 PET 扫描中, 一种短寿命的正电子发射放射性药物, 由于其参与特定的生理过程 (例如, 大脑功能) 而被选中并被注射到体内。发射的正电子迅速与附近的电子结合, 并通过成对湮灭产生两条 511 keV 的 γ 射线, 以相反的方向传播。在检测到 γ 射线后, 计算机生成的 γ 射线发射位置的重建会产生一张图像, 突出显示正在检查的生物过程的位置, 从而得出病灶的具体位置 (癌细胞代谢更为旺盛, 所以会吸收更多放射性同位素的“载体”)。作为一种深度穿透的电离辐射, γ 射线会引起活细胞的显著生化变化 (辐射损伤)。γ 射线在细胞中, 与物质相互作用会通过“光电效应”、“康普顿散射”以及“电子对产生”等反应产生电子, 电子可以直接对 DNA 链损伤, 也可以间接通过其产生的带电基团破坏 DNA。当剂量足够大时, 大量的 DNA 双股断裂, 会导致 DNA 无法修复, 从而使细胞失去分裂能力, 在进入下一个细胞周期后, 直接死亡。放射治疗利用这种特性选择性地破坏小局部肿瘤中的癌细胞。

MeV~GeV 能量范围的高能 X/γ 射线此前是只有在核爆中心和恒星内部、黑洞边缘等天体中才能找到的极端物理现象。强相对论激光场与物质的耦合产生的 X/γ 射线能够为核物理、高能量密度物理、天体物理的研究等提供有力工具。核物理领域, X 射线广泛地应用于激光沉积和等离子体输运, 以及内爆靶装配参数的精密检测<sup>[93]</sup>。γ 射线可用于核物理测量, 在核散射过程中, 测量波束或目标核极化变化对散射截面的影响<sup>[94]</sup>。此外, 能量在巨偶极共振峰 (15~30 MeV) 附近的 γ 射线还可用于研究各种核相互作用的医学应用以及核废料管理。另外, 在极端的

天体物理环境中, 比如在超大质量黑洞边缘和恒星内部, 物质和反物质 (电子和正电子) 会定期湮灭, 产生  $\gamma$  射线。在极端光场中, 考虑辐射阻尼效应, 激光与物质相互作用产生的超高亮度  $\gamma$  射线源可用于在实验室通过多光子过程产生正负电子对<sup>[95-96]</sup>。这也使得在地面实验室条件下对天体物理物体的过程进行建模成为可能, 并为使用 SULF、ELI 等强激光装置开展实验验证研究铺平了道路。

## 5 结 论

综上所述, 本文系统介绍了强激光与等离子体相互作用产生 X/γ 射线辐射的最新研究进展和可能应用, 主要囊括了作者所在课题组对强场辐射的研究工作。强相对论激光在低密度气体中通过 LWFA 加速电子, 电子通过 betatron 机制辐射 X/γ 光子, 产生的辐射源发散角小。采用相对论强度激光与有密度上升沿的等离子体相互作用可以同时实现电子尾波场纵向加速和横向 betatron 振荡, 从而辐射高亮度  $\gamma$  射线。当激光强度进入  $10^{22}$  W/cm<sup>2</sup> 的近 QED 领域, 电子受到辐射的反作用力影响, 横向振荡增强。通过类 betatron 机制辐射出的  $\gamma$  光具有能量高、亮度高甚至携带高束角动量等显著优势。但是, 此机制的缺陷在于辐射光的发散角较大, 人们提出了基于锥型靶、通道靶、微阵列靶等靶结构来提高光子辐射的亮度和能量转化效率。而采用高能电子与激光光子对撞, 从而触发非线性 Compton 散射, 辐射得到的  $\gamma$  射线亮度相对较高, 且发散角相对较小。但是, 由于  $\gamma$  光子还会与电子对撞产生正负电子对, 因此产额和亮度受到影响。我们还选取了不同机制下的典型案例对高能射线的性能进行了对比。这些研究方案大多瞄准即将建成的数十拍瓦激光装置, 因此有望在不久的将来依托强激光大科学装置开展实验研究, 从而将基于激光等离子体的新型辐射源研究由理论模型、数值模拟进一步推向实验验证和实际应用。未来五到十年内, 我们有望见证激光等离子体辐射源飞速发展, 并惠及基础科研和人民生活。

## 参考文献:

- [1] Einstein A. Strahlungs-Emission und -Absorption nach der Quantentheorie[J]. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 1916, 18: 318-323.
- [2] Li Wenqi, Gan Zebiao, Yu Lianghong, et al. 339 J high-energy Ti: sapphire chirped-pulse amplifier for 10 PW laser facility[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(22): 5681-5684.
- [3] Lureau F, Matras G, Chalus O, et al. High-energy hybrid femtosecond laser system demonstrating  $2 \times 10$  PW capability[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2020, 8: e43.
- [4] Blackburn T G, Ridgers C P, Kirk J G, et al. Quantum radiation reaction in laser-electron-beam collisions[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112: 015001.
- [5] Schwinger J. On gauge invariance and vacuum polarization[J]. *Physical Review*, 1951, 82(5): 664-679.
- [6] Ridgers C P, Brady C S, Ducloux R, et al. Dense electron-positron plasmas and ultraintense  $\gamma$  rays from laser-irradiated solids[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108: 165006.
- [7] Bell A R, Kirk J G. Possibility of prolific pair production with high-power lasers[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101: 200403.
- [8] Martin J L, Migus A, Mourou G A, et al. Ultrafast phenomena VIII[M]. Berlin: Springer, 1993.
- [9] Kuraev E A, Bystritskiy Y M, Tomasi-Gustafsson E. Bremsstrahlung and pair production processes at low energies: multidifferential cross section and polarization phenomena[J]. *Physical Review C*, 2010, 81: 055208.
- [10] Galy J, Maučec M, Hamilton D J, et al. Bremsstrahlung production with high-intensity laser matter interactions and applications[J]. *New Journal of Physics*, 2007, 9: 23.
- [11] Yan Wenchao, Fruhling C, Golovin G, et al. High-order multiphoton Thomson scattering[J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(8): 514-520.
- [12] Sarri G, Corvan D J, Schumaker W, et al. Ultrahigh brilliance multi-MeV  $\gamma$ -ray beams from nonlinear relativistic Thomson scattering[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113: 224801.
- [13] Henderson A, Liang E, Riley N, et al. Ultra-intense gamma-rays created using the Texas Petawatt Laser[J]. *High Energy Density Physics*, 2014, 12: 46-56.
- [14] Cipiccia S, Islam M R, Ersfeld B, et al. Gamma-rays from harmonically resonant betatron oscillations in a plasma wake[J]. *Nature Physics*, 2011, 7(11): 867-871.
- [15] Capdessus R, d'Humières E, Tikhonchuk V T. Influence of ion mass on laser-energy absorption and synchrotron radiation at ultrahigh laser intensities[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110: 215003.
- [16] Chen L, Dürr K L, Gouaux E. X-ray structures of AMPA receptor-cone snail toxin complexes illuminate activation mechanism[J]. *Science*, 2014, 345(6200): 1021-1026.
- [17] de Castro Fonseca M, Araujo B H S, Dias C S B, et al. High-resolution synchrotron-based X-ray microtomography as a tool to unveil the three-dimensional neuronal architecture of the brain[J]. *Scientific Reports*, 2018, 8: 12074.
- [18] Kersell H, Shirato N, Cummings M, et al. Detecting element specific electrons from a single cobalt nanocluster with synchrotron X-ray scanning tunneling microscopy[J]. *Applied Physics Letters*, 2017, 111: 103102.
- [19] Corde S, Ta Phuoc K, Lambert G, et al. Femtosecond X rays from laser-plasma accelerators[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2013, 85(1): 1-48.

- [20] Chen Liming, Yan Wenchao, Li D Z, et al. Bright betatron X-ray radiation from a laser-driven-clustering gas target[J]. *Scientific Reports*, 2013, 3: 1912.
- [21] 陈民, 刘峰, 李博原, 等. 激光等离子体尾波加速器的发展和展望[J]. *强激光与粒子束*, 2020, 32: 092001. (Chen Min, Liu Feng, Li Boyuan, et al. Development and prospect of laser plasma wakefield accelerator[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2020, 32: 092001)
- [22] Döpp A, Hehn L, Götzfried J, et al. Quick X-ray microtomography using a laser-driven betatron source[J]. *Optica*, 2018, 5(2): 199-203.
- [23] Fourmaux S, Hallin E, Chaulagain U, et al. Laser-based synchrotron X-ray radiation experimental scaling[J]. *Optics Express*, 2020, 28(3): 3147-3158.
- [24] Tajima T, Dawson J M. Laser electron accelerator[J]. *Physical Review Letters*, 1979, 43(4): 267-270.
- [25] Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J. Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime[J]. *Applied Physics B*, 2002, 74(4): 355-361.
- [26] Lu W, Tzoufras M, Joshi C, et al. Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime[J]. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 2007, 10: 061301.
- [27] Jansen O, Tückmantel T, Pukhov A. Scaling electron acceleration in the bubble regime for upcoming lasers[J]. *The European Physical Journal Special Topics*, 2014, 223(6): 1017-1030.
- [28] Esarey E, Shadwick B A, Catravas P, et al. Synchrotron radiation from electron beams in plasma-focusing channels[J]. *Physical Review E*, 2002, 65: 056505.
- [29] Ferri J, Corde S, Döpp A, et al. High-brilliance betatron  $\gamma$ -ray source powered by laser-accelerated electrons[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120: 254802.
- [30] Kozlova M, Andriyash I, Gautier J, et al. Hard X rays from laser-wakefield accelerators in density tailored plasmas[J]. *Physical Review X*, 2020, 10: 011061.
- [31] Vieira J, Martins J, Sinha U. Plasma based helical undulator for controlled emission of circularly and elliptically polarised betatron radiation[DB/OL]. arXiv preprint arXiv: 1601.04422, 2016.
- [32] Ferri J, Davoine X. Enhancement of betatron X rays through asymmetric laser wakefield generated in transverse density gradients[J]. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2018, 21: 091302.
- [33] Lamberti C, Groppo E, Prestipino C, et al. Oxide/metal interface distance and epitaxial strain in the NiO/Ag(001) system[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 91: 046101.
- [34] Stöhr J, Wu Y, Hermsmeider B D, et al. Element-specific magnetic microscopy with circularly polarized X-rays[J]. *Science*, 1993, 259(5095): 658-661.
- [35] Döpp A, Mahieu B, Lifschitz A, et al. Stable femtosecond X-rays with tunable polarization from a laser-driven accelerator[J]. *Light: Science & Applications*, 2017, 6: e17086.
- [36] Feng Jie, Li Yifei, Geng Xiaotao, et al. Circularly polarized X-ray generation from an ionization induced laser plasma electron accelerator[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2020, 62: 105021.
- [37] Zhang Guobo, Chen Min, Yang Xiaohu, et al. Betatron radiation polarization control by using an off-axis ionization injection in a laser wakefield acceleration[J]. *Optics Express*, 2020, 28(20): 29927-29936.
- [38] Chen Min, Esarey E, Schroeder C B, et al. Theory of ionization-induced trapping in laser-plasma accelerators[J]. *Physics of Plasmas*, 2012, 19: 033101.
- [39] Zhu Xinglong, Chen Min, Weng Suming, et al. Extremely brilliant GeV  $\gamma$ -rays from a two-stage laser-plasma accelerator[J]. *Science Advances*, 2020, 6: eaaz7240.
- [40] Ji Liangliang, Pukhov A, Kostyukov I Y, et al. Radiation-reaction trapping of electrons in extreme laser fields[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112: 145003.
- [41] Tan J H, Li Y F, Li D Z, et al. Observation of high efficiency Betatron radiation from femtosecond petawatt laser irradiated near critical plasmas[DB/OL]. arXiv preprint arXiv: 2109.12467, 2021.
- [42] Di Piazza A, Müller C, Hatsagortsyan K Z, et al. Extremely high-intensity laser interactions with fundamental quantum systems[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2012, 84(3): 1177-1228.
- [43] Landau L D, Lifshitz E M. The classical theory of fields[M]. 4th ed. Oxford: Butterworth-Heinemann, 1980.
- [44] Zhu Xinglong, Yin Yan, Yu Tongpu, et al. Enhanced electron trapping and  $\gamma$ -ray emission by ultra-intense laser irradiating a near-critical-density plasma filled gold cone[J]. *New Journal of Physics*, 2015, 17: 053039.
- [45] Zhu Xinglong, Yin Yan, Yu Tongpu, et al. Ultra-bright, high-energy-density  $\gamma$ -ray emission from a gas-filled gold cone-capillary[J]. *Physics of Plasmas*, 2015, 22: 093109.
- [46] Stark D J, Toncian T, Arefiev A V. Enhanced multi-MeV photon emission by a laser-driven electron beam in a self-generated magnetic field[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116: 185003.
- [47] Popmintchev T, Chen Mingchang, Popmintchev D, et al. Bright coherent ultrahigh harmonics in the keV X-ray regime from mid-infrared femtosecond lasers[J]. *Science*, 2012, 336(6086): 1287-1291.
- [48] Lu Yu, Zhang Guobo, Zhao Jie, et al. Ultra-brilliant GeV betatronlike radiation from energetic electrons oscillating in frequency-downshifted laser pulses[J]. *Optics Express*, 2021, 29(6): 8926-8940.
- [49] Hu Yanting, Zhao Jie, Zhang Hao, et al. Attosecond  $\gamma$ -ray vortex generation in near-critical-density plasma driven by twisted laser pulses[J]. *Applied Physics Letters*, 2021, 118: 054101.
- [50] Zhu Xinglong, Yu Tongpu, Chen Min, et al. Generation of GeV positron and  $\gamma$ -photon beams with controllable angular momentum by intense lasers[J]. *New Journal of Physics*, 2018, 20: 083013.
- [51] Lu Yu, Zhang Hao, Hu Yanting, et al. Effect of laser polarization on the electron dynamics and photon emission in near-critical-density plasmas[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2020, 62: 035002.
- [52] Compton A H. A quantum theory of the scattering of X-rays by light elements[J]. *Physical Review*, 1923, 21(5): 483-502.

- [53] Gu Y J, Klimo O, Weber S, et al. High density ultrashort relativistic positron beam generation by laser-plasma interaction[J]. *New Journal of Physics*, 2016, 18: 113023.
- [54] Zhu Xinglong, Yu Tongpu, Sheng Zhengming, et al. Dense GeV electron-positron pairs generated by lasers in near-critical-density plasmas[J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 13686.
- [55] Shen Yijie, Wang Xuejiao, Xie Zhenwei, et al. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities[J]. *Light: Science & Applications*, 2019, 8: 90.
- [56] Harwit M. Photon orbital angular momentum in astrophysics[J]. *The Astrophysical Journal*, 2003, 597(2): 1266-1270.
- [57] Zhao Jie, Hu Yanting, Lu Yu, et al. All-optical quasi-monoenergetic GeV positron bunch generation by twisted laser fields[J]. *Communications Physics*, 2022, 5(1): 1-10.
- [58] Liu Jinjin, Yu Tongpu, Yin Yan, et al. All-optical bright  $\gamma$ -ray and dense positron source by laser driven plasmas-filled cone[J]. *Optics Express*, 2016, 24(14): 15978-15986.
- [59] Gu Yanjun, Klimo O, Bulanov S V, et al. Brilliant gamma-ray beam and electron-positron pair production by enhanced attosecond pulses[J]. *Communications Physics*, 2018, 1: 93.
- [60] Liu Jianbo, Yu Jinqing, Shou Yinren, et al. Generation of bright  $\gamma$ -ray/hard X-ray flash with intense femtosecond pulses and double-layer targets[J]. *Physics of Plasmas*, 2019, 26: 033109.
- [61] Huang T W, Kim C M, Zhou Cangtao, et al. Tabletop laser-driven gamma-ray source with nanostructured double-layer target[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2018, 60: 115006.
- [62] Kneip S, Nagel S R, Bellei C, et al. Observation of synchrotron radiation from electrons accelerated in a petawatt-laser-generated plasma cavity[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100: 105006.
- [63] Huang T W, Robinson A P L, Zhou C T, et al. Characteristics of betatron radiation from direct-laser-accelerated electrons[J]. *Physical Review E*, 2016, 93: 063203.
- [64] Wang Jian, Zhu Bin, Yu Tongpu, et al. High-flux X-ray photon emission by a superluminal hybrid electromagnetic mode of intense laser in a plasma waveguide[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2019, 61: 085026.
- [65] Yi Longqing, Pukhov A, Shen Baifei. Radiation from laser-microplasma-waveguide interactions in the ultra-intense regime[J]. *Physics of Plasmas*, 2016, 23: 073110.
- [66] Wang Jian, Zhu Bin, Wang Dangchao, et al. Brilliant keV-MeV X-ray emission through weakly unbalanced quasi-static electric and magnetic fields[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2020, 62: 025016.
- [67] Yu Tongpu, Pukhov A, Sheng Zhengming, et al. Bright betatronlike X rays from radiation pressure acceleration of a mass-limited foil target[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110: 045001.
- [68] Yu Tongpu, Sheng Zhengming, Yin Yan, et al. Dynamics of laser mass-limited foil interaction at ultra-high laser intensities[J]. *Physics of Plasmas*, 2014, 21: 053105.
- [69] Wang Weimin, Sheng Zhengming, Gibbon P, et al. Collimated ultrabright gamma rays from electron wiggling along a petawatt laser-irradiated wire in the QED regime[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2018, 115(40): 9911-9916.
- [70] Yu Jinqing, Hu Ronghao, Gong Zheng, et al. The generation of collimated  $\gamma$ -ray pulse from the interaction between 10 PW laser and a narrow tube target[J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 112: 204103.
- [71] Luo Wen, Zhuo Hongbin, Ma Yanyun, et al. Attosecond Thomson-scattering X-ray source driven by laser-based electron acceleration[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103: 174103.
- [72] Hu Lixiang, Yu Tongpu, Shao Fuqiu, et al. A bright attosecond X-ray pulse train generation in a double-laser-driven cone target[J]. *Journal of Applied Physics*, 2016, 119: 243301.
- [73] Luo Wen, Zhu Yibo, Zhuo Hongbin, et al. Dense electron-positron plasmas and gamma-ray bursts generation by counter-propagating quantum electrodynamics-strong laser interaction with solid targets[J]. *Physics of Plasmas*, 2015, 22: 063112.
- [74] Chang Hengxin, Qiao Bin, Xu Z, et al. Generation of overdense and high-energy electron-positron-pair plasmas by irradiation of a thin foil with two ultraintense lasers[J]. *Physical Review E*, 2015, 92: 053107.
- [75] Li Hanzhen, Yu Tongpu, Liu Jinjin, et al. Ultra-bright  $\gamma$ -ray emission and dense positron production from two laser-driven colliding foils[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 17312.
- [76] Li Hanzhen, Yu Tongpu, Hu Lixiang, et al. Ultra-bright  $\gamma$ -ray flashes and dense attosecond positron bunches from two counter-propagating laser pulses irradiating a micro-wire target[J]. *Optics Express*, 2017, 25(18): 21583-21593.
- [77] Lu Yu, Yu Tongpu, Hu Lixiang, et al. Enhanced copious electron-positron pair production via electron injection from a mass-limited foil[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2018, 60: 125008.
- [78] Zhang Liangqi, Wu Shaodong, Huang Hairong, et al. Brilliant attosecond  $\gamma$ -ray emission and high-yield positron production from intense laser-irradiated nano-micro array[J]. *Physics of Plasmas*, 2021, 28: 023110.
- [79] Zhu Xinglong, Chen Min, Yu Tongpu, et al. Bright attosecond  $\gamma$ -ray pulses from nonlinear Compton scattering with laser-illuminated compound targets[J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 112: 174102.

- [80] Liu Chen, Shen Baifei, Zhang Xiaomei, et al. Generation of gamma-ray beam with orbital angular momentum in the QED regime[J]. *Physics of Plasmas*, 2016, 23: 093120.
- [81] Zhang Hao, Zhao Jie, Hu Yanting, et al. Efficient bright  $\gamma$ -ray vortex emission from a laser-illuminated light-fan-in-channel target[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2021, 9: e43.
- [82] Feng B, Qin C Y, Geng Xuesong, et al. The emission of  $\gamma$ -ray beams with orbital angular momentum in laser-driven micro-channel plasma target[J]. *Scientific Reports*, 2019, 9: 18780.
- [83] Liu Ke, Yu Tongpu, Zou Debin, et al. Twisted radiation from nonlinear Thomson scattering with arbitrary incident angle[J]. *The European Physical Journal D*, 2020, 74: 7.
- [84] Haessler S, Ouilé M, Kaur J, et al. High-harmonic generation and correlated electron emission from relativistic plasma mirrors at 1 kHz repetition rate[J]. *Ultrafast Science*, 2022, 2022: 9893418.
- [85] Mirzanejad S, Salehi M. Two-color high-order-harmonic generation: relativistic mirror effects and attosecond pulses[J]. *Physical Review A*, 2013, 87: 063815.
- [86] Zhang Xueyu, Rykovanov S, Shi Mingyuan, et al. Giant isolated attosecond pulses from two-color laser-plasma interactions[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124: 114802.
- [87] Zhong C L, Qiao B, Xu X R, et al. Intense circularly polarized attosecond pulse generation from solid targets irradiated with a two-color linearly polarized laser[J]. *Physical Review A*, 2020, 101: 053814.
- [88] Chen Ziyu. Spectral control of high harmonics from relativistic plasmas using bicircular fields[J]. *Physical Review E*, 2018, 97: 043202.
- [89] Li Qianni, Xu Xinrong, Wu Yanbo, et al. Efficient high-order harmonics generation from overdense plasma irradiated by a two-color co-rotating circularly polarized laser pulse[J]. *Optics Express*, 2022, 30(9): 15470-15481.
- [90] Li Qianni, Xu Xinrong, Wu Yanbo, et al. Generation of single circularly polarized attosecond pulse from near-critical density plasma irradiated by a two-color co-rotating circular polarized laser. (Under Review).
- [91] 郭博, 刘得翔, 吴双华, 等. 基于激光尾波加速的涡轮叶片高能X射线CT[J]. *强激光与粒子束*, 2021, 33: 074001. (Guo Bo, Liu Dexiang, Wu Shuanghua, et al. Micro-focus computed tomography for turbine blade based on all-optical bremsstrahlung source[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2021, 33: 074001)
- [92] Weeks K J, Litvinenko V N, Madey J M. The Compton backscattering process and radiotherapy[J]. *Medical Physics*, 1997, 24(3): 417-423.
- [93] 高党忠, 赵学森, 马小军, 等. X射线相衬成像法检测内爆靶参数[J]. *强激光与粒子束*, 2012, 24(11): 2627-2630. (Gao Dangzhong, Zhao Xuesen, Ma Xiaojun, et al. Measurement of implosion target parameters by X-ray phase contrast imaging[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2012, 24(11): 2627-2630)
- [94] Kwan E, Rusev G, Adekola A S, et al. Discrete deexcitations in  $^{235}\text{U}$  below 3 MeV from nuclear resonance fluorescence[J]. *Physical Review C*, 2011, 83: 041601.
- [95] Chen Hui, Link A, Sentoku Y, et al. The scaling of electron and positron generation in intense laser-solid interactions[J]. *Physics of Plasmas*, 2015, 22: 056705.
- [96] Bulanov S V, Esirkepov T Z, Kando M, et al. On the problems of relativistic laboratory astrophysics and fundamental physics with super powerful lasers[J]. *Plasma Physics Reports*, 2015, 41(1): 1-51.